1. Закон Кулона.
2. Характеристики электростатического поля ($\vec{E}, \vec{\varphi}$).
3. Понятие циркуляции вектора. Теорема о циркуляции $\vec{E}$.
4. Поток вектора $\vec{E}$.
5. Теорема Остроградского-Гаусса для вакуума и для диэлектриков.
6. Примеры применения теоремы Остроградского-Гаусса.
7. Свойства проводников.
8. Свободные электроны в проводнике. Поведение проводников в электрическом поле.
9. Свойства диэлектриков.
10. Условия на границе двух диэлектриков для векторов $\vec{D}\, и\, \vec{E}$.
11. Теорема Остроградского-Гаусса для диэлектриков.
12. Электроемкость уединенного проводника.
13. Энергия электростатического поля.
14. Движение заряда.
15. Постоянный ток и условия его существования. Э.Д.С. (электродвижущая сила).
16. Законы Ома и Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.
17. Магнитное поле и его свойства.
18. Закон Био-Савара-Лапласа.
19. Закон Ампера и сила Лоренца.
20. Поведение контура с током в магнитном поле.
21. Теорема Остроградского-Гаусса для магнитного поля.
22. Теорема о циркуляции вектора $\vec{B}$ в вакууме.
23. Магнитное поле соленоида.
24. Магнитное поле тороида.
25. Магнитное поле в веществе (намагниченность).
26. Напряженность магнитного поля.
27. Циркуляция вектора $\vec{H}$.
28. Теорема о циркуляции вектора $\vec{H}$.
29. Условия на границе двух магнетиков для векторов $\vec{B}$ и $\vec{H}$.
30. Магнетики, их свойства.
31. Классификация магнетиков.
32. Э.Д.С электромагнитной индукции.
33. Явления самоиндукции и взаимной индукции.
34. Энергия магнитного поля.
35. Ток смещения.
36. Уравнения Максвелла.
37. Понятие электромагнитной волны.
38. Уравнение волны.
39. Энергия электромагнитной волны.
40. Вектор Умова-Пойтинга.
41. Понятие когерентности волн и способы получения таких волн.
42. Явление интерференции света.
43. Принцип Гюйгенса-Френеля.
44. Метод зон Френеля и его применение.
45. Дифракция (Френеля и Фраунгофера).
46. Прохождение света через дифракционную решётку. Постоянная решётки.
47. Явление поляризации света. Закон Малюса.
48. Закон Брюстера.
49. Фазовая скорость волны.
50. Групповая скорость волны.
51. Явление дисперсии света.

1. Закон Кулона

Наличие у тела электрического заряда проявляется в том, что такое тело взаимодействует с другими заряженными телами. Тела несущие заряженные одноименно, отталкивают друг друга. Тела, заряженные разноимённо притягивают друг друга. Закон, которому подчиняется сила взаимодействия так называемых точечных зарядов был установлен в 1785 г Кулоном.

Закон Кулона-сила взаимодействия двух точечных зарядов пропорциональна величине каждого из зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними.

$$F=\frac{\frac{1}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon}*q_1q_2}{R^2}=\frac{q_1q_2}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon R^2}*[\frac{\overline{R}}{R}]$$

где q_1 и q_2 –Величины взаимодействующих зарядов

ε_0-электрическая постоянная $=8.85*10^{-12}$ Ф/кл

ε- диэлектрическая проницательность среды.

Точечный заряд-заряжённое тело, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием от этого тело до других тел, несущих заряд.

2.Характеристики электростатического поля

Электростатическое поле — поле, созданное неподвижными в пространстве и неизменными во времени электрическими зарядами (при отсутствии электрических токов). Электрическое поле представляет собой особый вид материи, связанный с электрическими зарядами и передающий действия зарядов друг на друга[1].

Если в пространстве имеется система заряженных тел, то в каждой точке этого пространства существует силовое электрическое поле. Оно определяется через силу, действующую на пробный точечный заряд, помещённый в это поле. Пробный заряд должен быть ничтожно малым, чтобы не повлиять на характеристику электростатического поля.

Электрическое поле называют однородным, если вектор его напряженности одинаков во всех точках поля.

Основные характеристики электростатического поля это:

Напряженность (электрического поля) $\vec{E}$ - векторная физическая величина, характеризующая электрическое поле в данной точке и численно равная отношению силы действующей на неподвижный точечный заряд, помещённый в данную точку поля, к величине этого заряда. В системе СИ измеряется как В/М

$$\vec{E}=\frac{\vec{F}}{q}$$

Электростатический потенциал (φ) — скалярная энергетическая характеристика электростатического поля, характеризующая потенциальную энергию, которой обладает единичный положительный пробный заряд, помещённый в данную точку поля. Единицей измерения потенциала в Международной системе единиц (СИ) является вольт (русское обозначение: В; международное: V), 1 В = 1 Дж/Кл

$$\varphi = \frac{W_x}{q}$$

3.Понятие циркуляции вектора. Теорема о циркуляции вектора E.

Циркуляцией вектора напряженности называется работа, которую совершают электрические силы при перемещении единичного положительного заряда по замкнутому пути L

$$A = \oint_L E d\ell \cos\alpha = \oint_L \left(\vec{E} d\vec{\ell}\right)$$

Поле, для которого циркуляция вектора напряжённости по произвольному замкнутому контуру равна нулю, называется потенциальным. Любое ЭСП является потенциальным. Так как работа сил электростатического поля по замкнутому контуру равна нулю (работа сил потенциального поля), следовательно, циркуляция напряженности электростатического поля по замкнутому контуру равна нулю.

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0.$$

4.Поток вектора напряженности ($\vec{E}$¿.

Число линий вектора E, пронизывающих некоторую поверхность S, называется потоком вектора напряженности N_E.

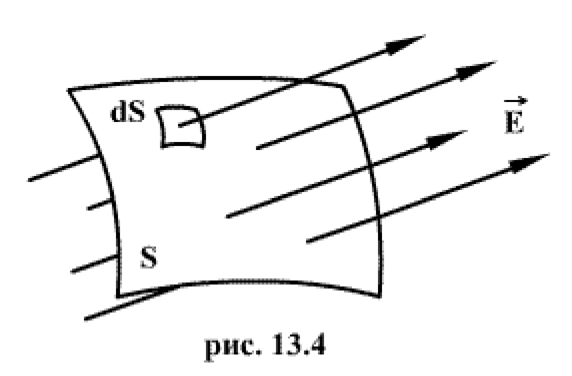


рис. 13.4

Для вычисления потока вектора E необходимо разбить площадь S на элементарные площадки dS, в пределах которых поле будет однородным (рис.13.4).

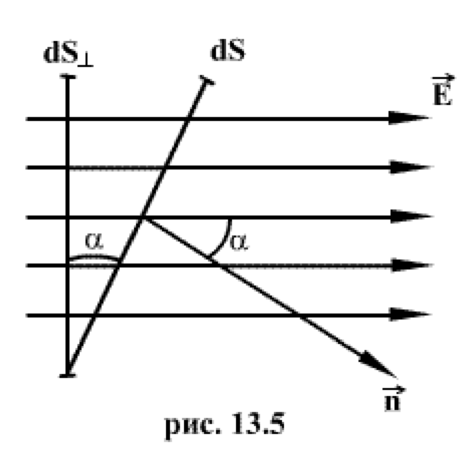


рис. 13.5

Поток напряженности через такую элементарную площадку будет равен по определению(рис.13.5).

$$dN_E = EdS_{\perp} = EdS\cos\alpha$$

где α- угол между силовой линией и нормалью $\vec{n}$ к площадке dS; $dS_{\perp}$- проекция площадки dS на плоскость, перпендикулярную силовым линиям. Тогда поток напряженности поля через всю поверхность площадки S будет равен

$$N_E = \int_S EdS\cos\alpha.$$

Так как $E\cos\alpha = E_n$, то

$$N_E = \int_S E_n dS$$

где E_n- проекция вектора $\vec{E}$ на нормаль и к поверхности dS.

6. Напряженность поля равномерно заряженной бесконечной прямолинейной нити (или цилиндра).

Предположим, что полая цилиндрическая поверхность радиуса R заряжена с постоянной линейной плотностью τ .

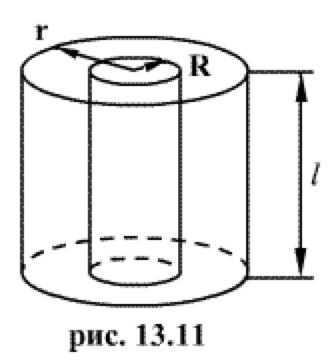


рис. 13.11

Проведем коаксиальную цилиндрическую поверхность радиуса $r > R$ Поток вектора напряженности через эту поверхность

$$N_E = \int_S E_n dS = E2\pi r\ell.$$

По теореме Гаусса

$$N_E = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}\tau\ell.$$

Из последних двух выражений определяем напряженность поля, создаваемого равномерно заряженной нитью:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}.$$

7. Свойство 1. Напряженность электростатического поля внутри проводника равна нулю.

Поместим проводник в электростатическое поле. Под действием электрических сил движение свободных электронов станет направленным. Определенный участок на поверхности проводника приобретает отрицательный заряд, а противоположная — положительного.
Таким образом, на поверхности проводника появляются приведены (индуцированные) электрические заряды, при этом суммарный заряд проводника остается неизменным. Описанное явление называется электростатической индукцией.
? Электростатическая индукция — это явление перераспределения электрических зарядов в проводнике, помещенном в электростатическое поле, в результате чего на поверхности проводника возникают электрические заряды.
Индуцированные заряды, возникающие создают свое электрическое поле напряженностью ‘, направлено в сторону, противоположную напряженности 0 внешнего поля. Процесс перераспределения зарядов в проводнике будет продолжаться до тех пор, пока создаваемое индуцированными зарядами поле внутри проводника полностью компенсирует внешнее поле. Напряженность = 0 + ‘ результирующего поля внутри проводника равна нулю.
Свойство 2. Поверхность проводника является эквипотенциальной.
Это утверждение является следствием соотношения между напряженностью поля и разностью потенциалов: Если напряженность поля внутри проводника равна нулю, то разность потенциалов также равна нулю, поэтому потенциалы во всех точках проводника одинаковы, т.е. поверхность проводника является эквипотенциальной.
Свойство 3. Весь статический заряд проводника сконцентрирован на его поверхности.
Это свойство является следствием закона Кулона и свойства одноименных зарядов отталкиваться.
Свойство 4. Вектор напряженности электростатического поля проводника направлен перпендикулярно к его поверхности.
Предположим, что в некоторой точке поверхности проводника вектор напряженности электростатического поля направлен под углом к поверхности проводника. Разложим этот вектор на две составляющие: нормальная n, перпендикулярная к поверхности, и тангенциальная, направлена по касательной к поверхности.
Под действием электроны направлено двигаться по поверхности, но это не означает, что по поверхности проводника протекает ток, а это, в свою очередь, противоречит електростатичности. Следовательно, в случае равновесия зарядов = 0, а = n.
Свойство 5. Электрические заряды распределяются на поверхности проводника так, что напряженность электростатического поля проводника оказывается больше на выступлениях проводника и меньше на его впадинах.
Рассмотрим проводник неправильной формы. Любое заряженное тело на больших расстояниях от него можно считать точечным зарядом, эквипотенциальные поверхности которого имеют вид концентрических сфер. Таким образом, по мере удаления от проводника эквипотенциальные поверхности вблизи проводника, повторяющие форму его поверхности, должны постепенно и плавно приобретать вид сферы. Но это возможно только в том случае, если эквипотенциальные поверхности будут сгущенные у выступлений проводника и разреженные у впадин.
Там, где эквипотенциальные поверхности расположены гуще, напряженность поля, перпендикулярная к поверхности проводника, больше, а там, где расположены реже, — напряженность поля меньше.

8. Электростатическое поле - эл. поле, образованное неподвижными электрическими зарядами.
Свободные электроны - электроны, способные свободно перемещаться внутри проводника (в основном в металлах) под действием эл. поля;
Свободные электроны возникают при образовании металлов: электроны с внешних оболочек атомов утрачивают связи с ядрами и начинают принадлежать всему проводнику;
- участвуют в тепловом движении и могут свободно перемещаться по всему проводнику.
Электростатическое поле внутри проводника
- внутри проводника электростатического поля нет (E = 0), что справедливо для заряженного проводника и для незаряженного проводника, внесенного во внешнее электростатическое поле.

9. Диэлектрики обладают большим разнообразием свойств, основными являются:

- поляризация;

– электропроводность;

- диэлектрические потери;

– электрическая прочность;

– нагрева стойкость.

10. Где бы не находился диэлектрик, его поверхность всегда является границей раздела двух сред, либо диэлектрика и проводника, либо диэлектрика и вакуума, либо диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε1 и диэлектрика с проницаемостью ε2. Рассмотрим границу раздела двух диэлектриков. Вектор напряженности электрического поля направлен перпендикулярно границе раздела диэлектриков из среды 1 в среду 2. Его модуль в вакууме равен E0 , в среде 1 – E1=E0/ ε1 , в среде 2 – E2 =E0/ ε2 . Откуда следует ε1E1 = ε2E2. Поскольку в рассматриваемом случае E1 ρ и E2 ρ перпендикулярны к границе раздела диэлектриков, их можно заменить проекциями на нормаль к границе раздела: ε1 En1 = ε2 En2 . Выражение показывает, что нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля при переходе через границу двух диэлектриков претерпевает разрыв.

11. Теорема Остроградского-Гаусса для диэлектрика

Линии D могут начинаться и заканчиваться только на свободных зарядах. $D=\varepsilon\varepsilon 0t$

Поток вектора D через любую замкнутую поверхность охватывающую сумму свободных зарядов разных знаков равен алгебраической сумме этих зарядов без деления на $\varepsilon\varepsilon 0$

Пограничные условия для D и E

$Dn1=-Dn2$

$tan\alpha 1/tan\alpha 2=\varepsilon 1/\varepsilon 2$

12. Рассмотрим уединенный проводник, которому сообщается некоторый электрический заряд **Q**. Как мы знаем, этот электрический заряд распределяется по поверхности проводника, и в окружающем пространстве создает электрическое поле. Напряженность этого поля не постоянна, она изменяется как по величине, так и по направлению (рис.).

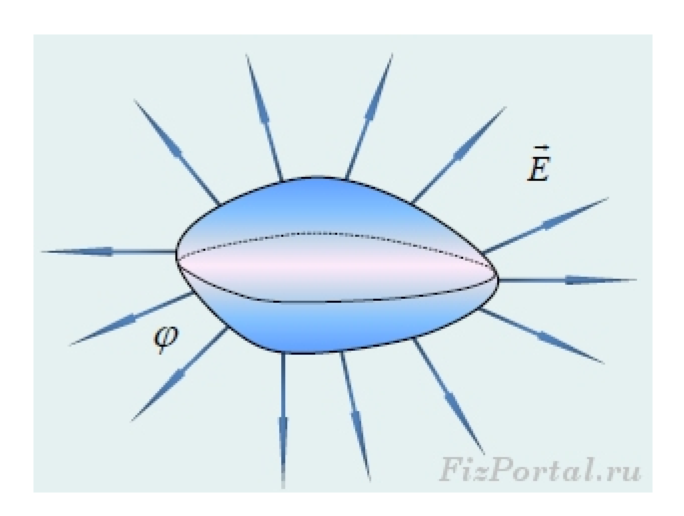


рис.

Но потенциал проводника постоянен во всех его точках. Очевидно, что данный потенциал пропорционален заряду проводника. Следовательно, отношение заряда проводника к его потенциалу не зависит от величины электрического заряда, поэтому это отношение является «чистой» характеристикой проводника, находящегося в определенной среде, которая называется электрической емкостью проводника (электроемкостью).

Итак, **электроемкостью проводника называется отношения электрического заряда проводника к его потенциалу**

$$C = \frac{Q}{\varphi}. \quad (1)$$

Как неоднократно было сказано, электрический потенциал определяется с точностью до произвольной постоянной. Во избежание неопределенности, в определении (1) полагают, что потенциал стремится к нулю при бесконечном удалении от рассматриваемого проводника:

$$\varphi = 0 \text{ при } r \to \infty.$$

13. В пределах электростатики невозможно дать ответ на вопрос, где сосредоточена энергия конденсатора. Поля и заряды, их образовавшие, не могут существовать обособленно. Их не разделить. Однако переменные поля могут существовать независимо от возбуждавших их зарядов (излучение солнца, радиоволны, …), и они переносят энергию. Эти факты заставляют признать, что ***носителем энергии является электростатическое поле***.

При перемещении электрических зарядов силы кулоновского взаимодействия совершают определенную работу dA. Работа, совершенная системой, определяется убылью энергии взаимодействия -dW зарядов

$$\delta A = -\mathrm{d}W. \qquad (5.5.1)$$

Энергия взаимодействия двух точечных зарядов q_1 и q_2, находящихся на расстоянии r_{12}, численно равна работе по перемещению заряда q_1 в поле неподвижного заряда q_2 из точки с потенциалом $\varphi_1 = \dfrac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}$ в точку с потенциалом $\varphi_1 + \mathrm{d}\varphi_1$:

$$\delta A = -q_1 \mathrm{d}\varphi_1 = -\mathrm{d}\left(\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}\right) = -\mathrm{d}W,$$

$$W = q_1\varphi_1 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}} + W_0.$$

Будем считать аддитивную постоянную W_0, равной нулю. В этом случае W может быть и отрицательной величиной, если q_1 и q_2 - заряды противоположного знака.

Аналогично можно рассчитать энергию двух зарядов, рассмотрев перемещение заряда q_2 в поле неподвижного заряда q_1 из точки с потенциалом $\varphi_2 = \dfrac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}$ в точку с потенциалом $\varphi_2 + \mathrm{d}\varphi_2$:

$$\delta A = -q_2 \mathrm{d}\varphi_2 = -\mathrm{d}\left(\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}\right) = -\mathrm{d}W,$$

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}. \qquad (5.5.2)$$

Удобно записать энергию взаимодействия двух зарядов в симметричной форме

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2). \qquad (5.5.3)$$

Для системы из n точечных зарядов (рис. 5.14) в силу принципа суперпозиции для потенциала, в точке нахождения k-го заряда, можно записать:

$$\varphi_k = \left(\varphi_{k,1} + \varphi_{k,2} + \ldots + \varphi_{k,k-1} + \varphi_{k,k+1} + \ldots + \varphi_{k,n}\right).$$

Здесь $\varphi_{k,i}$ - потенциал i-го заряда в точке расположения k-го заряда. В сумме исключен потенциал $\varphi_{k,k}$, т.е. не учитывается воздействие заряда самого на себя, равное для точечного заряда бесконечности.

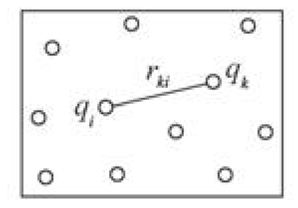


Рис. 5.14

Тогда взаимная энергия системы n зарядов равна:

$$W = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n} q_k \varphi_k = \frac{1}{2}\sum_{k,i=1}^{n} \frac{q_k q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_{ki}} \; (k \neq 1). \qquad (5.5.4)$$

Данная формула справедлива лишь в случае, если расстояние между зарядами заметно превосходит размеры самих зарядов.

14. На частицу с зарядом q, помещенную в электрическое поле с напряженностью $\vec{E}$, действует сила $\vec{F} = q\vec{E}$. В однородном электрическом поле под действием этой силы частица движется по параболе, аналогично движению тела под действием силы тяжести вблизи поверхности Земли.

15. Электрический ток в металлах. Металл в твердом состоянии имеет кристаллическое строение. В узлах кристаллической решетки металла расположены положительные ионы, а в пространстве между ними движутся свободные электроны. В обычных условиях в соответствии с законом сохранения заряда металл электрически нейтрален. Если в металле создать электрическое поле, то свободные электроны под действием электрических сил (притяжения и отталкивания) начнут двигаться упорядоченно, т. е. преимущественно в одном направлении. Такое движение электронов называется электрическим током. Скорость движения электронов — до нескольких миллиметров в секунду, а скорость распространения электрического поля 300 000 км/с. Поэтому при создании электрического тока в проводнике все свободные электроны практически одновременно придут в упорядоченное движение.

Если число электронов, проходящих через поперечное сечение проводника, не изменяется со временем, то такой ток называют постоянным. Для создания постоянного тока в проводнике необходимо в нем все время поддерживать электрическое поле. Электрическое поле в проводниках замкнутой электрической цепи создается и поддерживается с помощью источников постоянного тока. Наиболее широкое применение в практике получили гальванические элементы, аккумуляторы, генераторы, солнечные батареи.

В итоге условия существования электрического тока таковы: наличие свободных зарядов, источника тока, потребителя и замкнутой электрической цепи.

Электрический ток возникает не только при упорядоченном движении свободных электронов в металле, но и при упорядоченном движении положительных и отрицательных ионов в растворах электролитов, ионов в газах и т. д.

Электрический заряд частиц, проходящих через поперечное сечение проводника в 1 с, определяет силу

тока в цепи, т. е.

$$I = \frac{q}{t}.$$

Единица силы тока — ампер (А), но используют и кратные единицы: 1 мА = 10~3 А, 1 кА = = 103 А.

Силу тока в цепи измеряют амперметром.

Электрический ток в замкнутой цепи совершает работу, которая в первую очередь зависит от источника тока, вернее, от его напряжения.

Напряжение показывает, какую работу совершает электрическое поле источника при перемещении единичного положительного заряда из начальной точки в конечную: $U = \frac{A}{q}$.

Единица напряжения — вольт (В), но используют и кратные единицы: 1 мВ = 10~3 В, 1 кВ = = 103 В.

Напряжение измеряют вольтметром.

16. ***закона Ома в дифференциальной форме***.

Здесь $\sigma = 1/\rho$ – *удельная электропроводность*.

Размерность σ – [$Ом^{-1}м^{-1}$].

Плотность тока можно выразить через заряд электрона *e*, количество зарядов *n* и дрейфовую скорость $\vec{\upsilon}$:

$$\vec{j} = en\vec{\upsilon}.$$

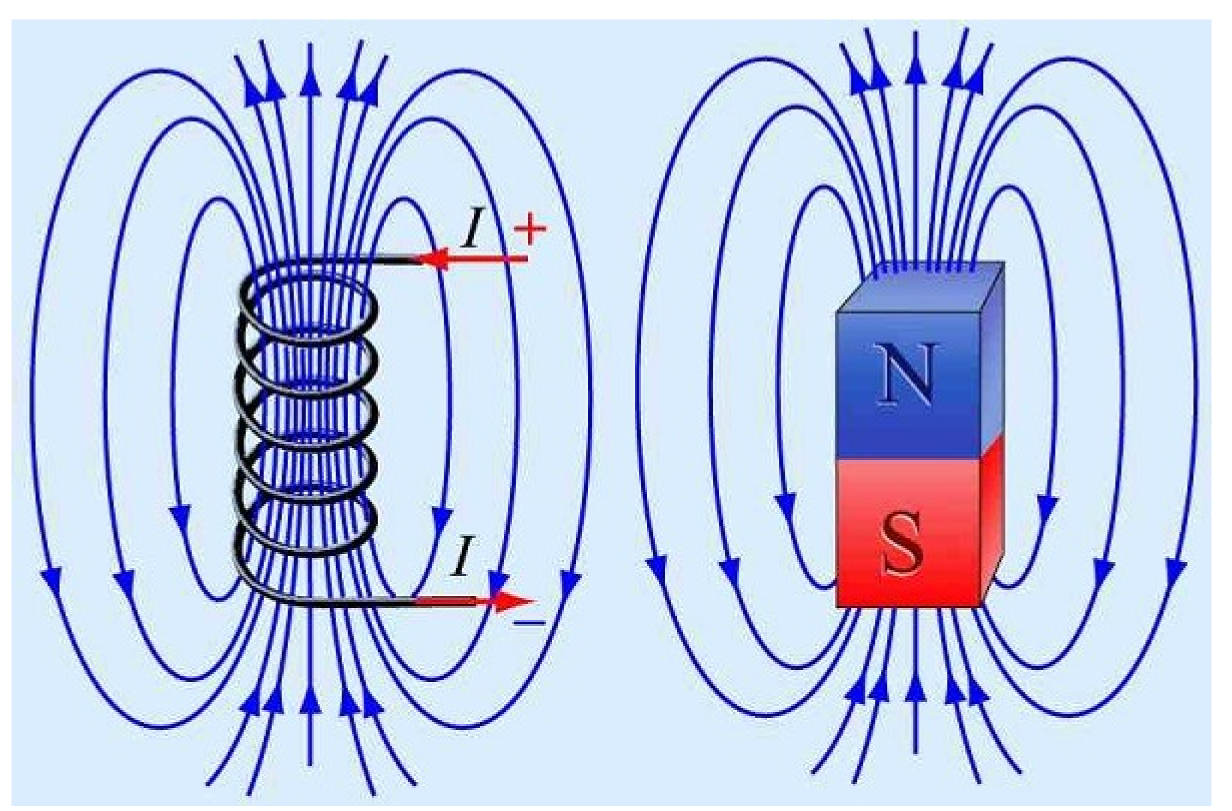
Обозначим $b = \frac{\vec{\upsilon}}{\vec{E}}$, тогда $\vec{\upsilon} = b\vec{E}$;

$$\vec{j} = enb\vec{E}$$

Теперь, если удельную электропроводность σ выразить через *e*, *n* и *b*: $\sigma = enb$, то вновь получим выражение ***закона Ома в дифференциальной форме:***

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}.$$

17. Магнитное поле это материя, которая возникает вокруг источников электрического тока, а также вокруг постоянных магнитов. В пространстве магнитное поле отображается как совокупление сил, которые способны оказать воздействие на намагниченные тела. Это действие объясняется наличием движущих разрядов на молекулярном уровне.



Магнитное поле формируется только вокруг электрических зарядов, которые находятся в движении. Именно поэтому магнитное и электрическое поле являются, неотъемлемыми и вместе формируют *электромагнитное поле*. Компоненты магнитного поля взаимосвязаны и воздействуют друг на друга, изменяя свои свойства.

Свойства магнитного поля:
1. Магнитное поле возникает под воздействие движущих зарядов электрического тока.
2. В любой своей точке магнитное поле характеризуется вектором физической величины под названием *магнитная индукция*, которая является силовой характеристикой магнитного поля.
3. Магнитное поле может воздействовать только на магниты, на токопроводящие проводники и движущиеся заряды.
4. Магнитное поле может быть постоянного и переменного типа
5. Магнитное поле измеряется только специальными приборами и не может быть воспринятым органами чувств человека.
6. Магнитное поля является электродинамическим, так как порождается только при движении заряженных частиц и оказывает влияние только на заряды, которые находятся в движении.
7. Заряженные частицы двигаются по перпендикулярной траектории.

Размер магнитного поля зависит от скорости изменения магнитного поля. Соответственно этому признаку существуют два вида магнитного поля: *динамичное магнитное поле* и *гравитационное магнитное поле*. **Гравитационное магнитное поле** возникает только вблизи элементарных частиц и формируется в зависимости от особенностей строения этих частиц.

18. В 1820 г. французские физики Жан Батист Био и Феликс Савар, провели исследования магнитных полей токов различной формы. А французский математик Пьер Лаплас обобщил эти исследования. Он проанализировал экспериментальные данные, и сделал вывод, что *магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма* (*суперпозиция*) *полей, создаваемых отдельными элементарными участками тока*:

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i.$$

Элемент тока длины d*l* (рис. 1.4) ***создает поле с магнитной индукцией***:

$$dB = k\frac{Idl}{r^2},$$

или в векторной форме:

$$d\vec{B} = k\frac{I[d\vec{l},\vec{r}]}{r^3}.,$$

Это и есть ***закон Био–Савара–Лапласа***, полученный экспериментально.

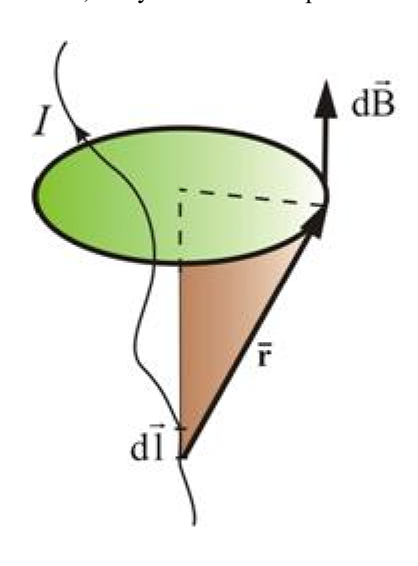


Рис. 1.4

Здесь I – ток; $d\vec{l}$ – вектор, совпадающий с элементарным участком тока и направленный в ту сторону, куда течет ток; $\vec{r}$ – радиус-вектор, проведенный от элемента тока в точку, в которой мы определяем $d\vec{B}$; r – модуль радиус-вектора; k – коэффициент пропорциональности, зависящий от системы единиц.

Как видно из рисунка, *вектор магнитной индукции* $d\vec{B}$ *направлен перпендикулярно плоскости, проходящей через* $d\vec{l}$ *и точку, в которой вычисляется поле*.

Направление $d\vec{B}$ связано с направлением $d\vec{l}$ *«**правилом буравчика**»*: *направление вращения головки винта дает направление* $d\vec{B}$*, поступательное движение винта соответствует направлению тока в элементе.*

Таким образом, *закон Био–Савара–Лапласа устанавливает величину и направление вектора* $d\vec{B}$ *в произвольной точке магнитного поля, созданного проводником* $d\vec{l}$ *с током I.*

Модуль вектора $d\vec{B}$ определяется соотношением:

$$dB = k\frac{Idl\sin\alpha}{r^2},,$$

где α – угол между $d\vec{l}$ и $\vec{r}$; k – коэффициент пропорциональности, зависящий от системы единиц.

В международной системе единиц СИ закон Био–Савара–Лапласа для вакуума можно записать так:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2},$$
,

где $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

19. Лапласа–Ампера экспериментально проверить нельзя, но следствия из него подтверждаются на практике.

Во всех точках пространства, окружающего произвольный ток, всегда существует обусловленное этим током поле сил, которое по сложившейся исторически терминологии называется магнитным полем.

По аналогии с электростатикой можно ввести силовую характеристику точки магнитного поля – вектор магнитной индукции: $$d\vec{F}_{12} = I_2 d\vec{l}_2 \times k\frac{I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}}{r_{12}^3} = I_2 d\vec{l}_2 \times d\vec{B}_1$$

$$d\vec{B} = k\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$$ - закон Био-Савара-Лапласа для расчета индукции магнитного поля, создаваемого элементом тока в некоторой точке (рис.69). Экспериментально проверить эту формулу нельзя, но можно рассчитать индукцию магнитного поля, созданного всем контуром с током, используя установленный на опыте принцип суперпозиции магнитных полей: $\vec{B}_p = \sum_i \vec{B}_i$. $\vec{B} = \oint_L k\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$ -лишь формальная запись, на практике интегрирование возможно лишь для проекций вектора магнитной индукции.

$[B] =$ Тл (Тесла).

Если задана объемная плотность тока,

то: $Id\vec{l} = \vec{j}sdl = \vec{j}dV$. Тогда $\vec{B} = \iiint_V k\frac{\vec{j}\times\vec{r}}{r^3}dV$

Магнитное поле порождается движущимися зарядами(токами). Если скорость направленного движения зарядов в проводнике $\vec{U}$, то $Id\vec{l} = dq\vec{U}$. Тогда: $d\vec{B} = k\frac{dq\vec{U}\times\vec{r}}{r^3}$

Индукцию магнитного поля точечного заряда, движущегося с постоянной нерелятивистской скоростью (рис.70) можно определить по формуле: $$\vec{B} = k\frac{q\vec{V}\times\vec{r}}{r^3}$$

Bземли~5*10-5Тл, Bмозга~10-11Тл.

Bmax ~150 Тл - получена в виде импульса.

САМОСТОЯТ. XI: рассчитать индукцию магнитного поля: 1)бесконечного длинного прямого проводника с током I в точке на расстоянии b от него;

2)полубесконечного длинного прямого проводника с током I в точке на расстоянии b от него.

В законе Био-Савара-Лапласа-Ампера рассматривалось взаимодействие элементов токов двух контуров.

Выражение $d\vec{B}_1 = k\frac{I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}}{r_{12}^3}$ определяет индукцию магнитного поля, созданного элементом тока $I_1 d\vec{l}_1$ в месте расположения элемента тока $I_2 d\vec{l}_2$.

Используя принцип суперпозиции магнитных полей, можно найти индукцию магнитного поля, создаваемого всем первым контуром с током в месте расположения второго элемента тока. В этом случае на второй элемент тока будет действовать сила $d\vec{F}_1 = I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1$.

Сила, действующая на элемент тока в магнитном поле, называется силой Ампера, а формула, позволяющая рассчитать эту силу – закон Ампера:

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}$$

Так как $Id\vec{l} = \vec{j}dV$, то закон Ампера может быть записан в виде: $d\vec{F} = \vec{j}dV \times \vec{B}$

Интегрируя эти выражения по объемным или линейным элементам тока, можно найти силу, действующую на тот или иной объем проводника или его линейный участок.

Экспериментально показано, что магнитное поле также действует на движущиеся заряды. Сила, действующая на движущийся электрический заряд со стороны электромагнитного поля, называется силой Лоренца.

Получим формулу для магнитной составляющей силы Лоренца. Используем для этого формулу для силы Ампера, действующей на элемент тока в магнитном поле: $d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}$

Если ток прекращается, то исчезает сила Ампера, но сила тока

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{q_0 N}{dt}$$

, где q0 - величина свободного заряда, а N – число свободных зарядов, проходящих через поперечное сечение проводника за dt.

Если средняя скорость направленного движения свободных зарядов $\vec{U}$, то $d\vec{F} = Nq_0\vec{U} \times \vec{B}$

$$\vec{F}_\Lambda = q_0\vec{U} \times \vec{B}$$

- сила, действующая со стороны магнитного поля на движущийся заряд.

Если заряд двигается в пространстве, в котором существуют одновременно электрическое и магнитное поле, то на него действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_\Lambda = q_0\vec{E} + q_0\vec{U} \times \vec{B}$$

Сила Лоренца является причиной появления силы Ампера.

20. Пусть контур с током помещен в магнитное поле, причем он может вращаться вокруг вертикальной оси *OO'* (рис. 5.30-1). Силы Ампера, действующие на стороны контура длиной *l*, перпендикулярны к ним и к магнитному полю и поэтому направлены вертикально: они лишь деформируют контур, стремясь растянуть его. Стороны, имеющие длину *a*, перпендикулярны ***B***, так что на каждую из них действует сила $F = BIa$. Эти силы стремятся повернуть контур таким образом, чтобы его плоскость стала ортогональной ***B***.

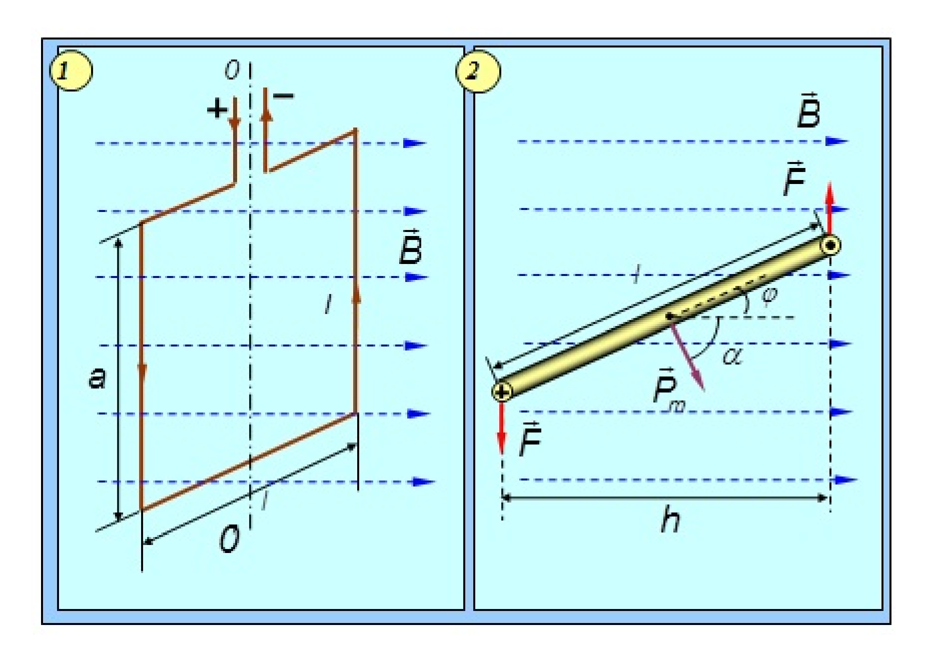


Рис. 5.30. Силы, действующие на контур с током в магнитном поле:
1 — вид сбоку; 2 — вид сверху (масштаб увеличен)

Момент пары сил (рис. 5.30-2) равен

$$M = Fh = Fl\cos\varphi = IBal\cos\varphi,$$

где $h = l\cos\varphi$ — плечо пары сил, а φ — угол между вектором **B** и стороной *l*.

Величина, численно равная произведению силы тока *I*, протекающего в контуре, на площадь контура *S* = *al* называется **магнитным моментом** P_m плоского контура стоком

$$\vec{P}_m = I\vec{S} = \vec{n}IS.$$

Таким образом, мы можем записать момент пары сил в виде

$$M = BP_m\cos\varphi.$$

Магнитный момент контура с током — векторная величина. Направление $\boldsymbol{P}_m$ совпадает с положительным направлением нормали к плоскости контура, которое определяется правилом винта: если рукоятка вращается по направлению тока в контуре, то поступательное движение винта показывает направление вектора $\boldsymbol{P}_m$. Введем в формулу (15.36) угол a между векторами $\boldsymbol{P}_m$ и **B**. Справедливо соотношение

$$\cos\varphi = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \sin\alpha.$$

Следовательно,

$$M = BP_m\cos\varphi;$$

$$\vec{M} = \left[\vec{P}_m \times \vec{B}\right],$$

то есть момент сил $\vec{M}$, действующий на виток с током в однородном магнитном поле, равен векторному произведению магнитного момента $\vec{P}_m$ витка на вектор индукции магнитного поля $\vec{B}$ (рис. 5.31). При $\alpha = \pi / 2$ величина момента сил максимальна

$$M_{max} = BP_m.$$

Опять-таки прозрачна аналогия с электростатикой: говоря об электрическом диполе, мы получили выражение для момента сил, действующих на него со стороны электрического поля в виде

$$\vec{M} = \left[\vec{P} \times \vec{E}\right],$$

где $\vec{P}$ — электрический дипольный момент.

В системе СИ единицей измерения магнитного момента контура является **ампер на квадратный метр** (А · м^2)

$$1\ ед.\ магнитного\ момента\ СИ =$$
$$= 1\ ед.\ силы\ тока\ СИ \cdot 1\ ед.\ площади\ СИ =$$
$$= 1\ А \cdot 1\ м^2 = 1\ А \cdot м^2.$$

21. поток вектора $\vec{B}$ через замкнутую поверхность должен быть равен нулю.

Таким образом, для любого магнитного поля и произвольной замкнутой поверхности S имеет место условие:

$$\Phi_B = \oint_S \vec{B}\, d\vec{S} = 0, \qquad (1.7.1)$$

Это теорема Гаусса для Φ_B (в интегральной форме): поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю.

Этот результат является математическим выражением того, что в природе нет магнитных зарядов – источников магнитного поля, на которых начинались и заканчивались бы линии магнитной индукции.

Заменив поверхностный интеграл в (1.7.1) объемным, получим:

$$\int_V \nabla \vec{B}\, dV = 0, \qquad (1.7.2)$$

где $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\right)$ – оператор Лапласа.

Это условие должно выполняться для любого произвольного объема V, а это, в свою очередь, возможно, если подынтегральная функция в каждой точке поля равна нулю. Таким образом, магнитное поле обладает тем свойством, что его дивергенция всюду равна нулю:

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \text{ или } \nabla\vec{B} = 0. \quad (1.7.3)$$

В этом его отличие от электростатического поля, которое является потенциальным и может быть выражено скалярным потенциалом φ, магнитное поле – вихревое, или соленоидальное.

22. Циркуляцией вектора B по заданному контуру называется интеграл:

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl, \quad (29.1)$$

где $d\vec{l}$ – элементарный вектор длины контура, направленный вдоль контура.

$$\vec{B}_l = \vec{B}\cos\alpha, \quad (29.2)$$

где B_l – составляющая вектора $\vec{B}$ в направлении касательной к контуру;
$\alpha = \angle\left(\vec{B}, d\vec{l}\right)$ – угол между векторами $\vec{B}$ и $d\vec{l}$.
Теорема о циркуляции $\vec{B}$, или закон полного тока (для МП постоянных токов в вакууме):
Циркуляцией вектора $\vec{B}$ по произвольному замкнутому контуру L в вакууме равна произведению μ_0 на алгебраическую сумму токов, охватываемых контуром L.

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 I, \quad (29.3)$$

где

$$I = \sum_{i=1}^{N} I_i, \quad (29.4)$$

где сила тока, величина алгебраическая, N – число проводников с токами, охватываемых контуром L.
Каждый ток учитывается столько раз, сколько он охватывается контуром. Ток считается положительным, если его направление связано с направлением обхода правилом правого винта. Ток противоположного направления считается отрицательным.

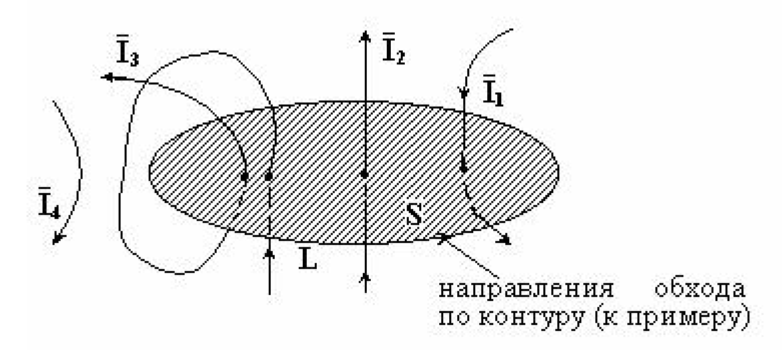


Рис. 29.1

Например: (смотри рис. 29.1)

$$\sum_{i=1}^{N} I_i = -I_1 + I_2 + I_3 + I_3 - I_4 \cdot 0 = I_2 + 2 \cdot I_3 - I_1. \quad (29.5)$$

Выражение (29.5) справедливо только для поля в вакууме. Формула (29.3) – постулат, подтвержденный экспериментально.
Если ток I распределен по объему, то

$$I = \int jdS, \quad (29.6)$$

где S – произвольная поверхность, натянутая на контур. И тогда (29.3) можно записать так:

$$\int_l B dl = \mu_0 \int_S j dS = \mu_0 j_0 dS \qquad (29.7)$$

Факт, что циркуляция вектора $\vec{B}$, вообще говоря, не равна нулю, означает, что поле $\vec{B}$ не потенциально. Поле $\vec{B}$ называют вихревым или соленоидальным.

Закон (29.7) называют еще законом полного тока.

Теорема о циркуляции вектора $\vec{B}$ играет примерно такую же роль, что и теорема Гаусса для векторов $\vec{E}$ и $\vec{D}$.

Но циркуляция $\vec{B}$ определяется только теми токами, которые охватывают данный контур. При наличии специальной симметрии теорема о циркуляции оказывается весьма эффективной, позволяя очень просто находить $\vec{B}$.

23. Применим теорему о циркуляции вектора $\vec{B}$ $\left(\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu\mu_0 \sum I_i\right)$ для вычисления простейшего магнитного поля – бесконечно длинного соленоида, представляющего собой тонкий провод, намотанный плотно виток к витку на цилиндрический каркас (рис. 2.11).

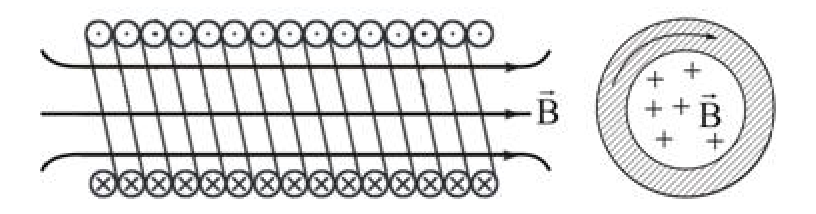


Рис. 2.11

Соленоид можно представить в виде системы одинаковых ***круговых токов с общей*** *прямой осью.*

Бесконечно длинный соленоид симметричен любой, перпендикулярной к его оси плоскости. Взятые попарно (рис. 2.12), симметричные относительно такой плоскости витки создают поле, в котором вектор $\vec{B}$ перпендикулярен плоскости витка, т.е. *линии магнитной индукции имеют направление параллельное оси соленоида* внутри и вне его.

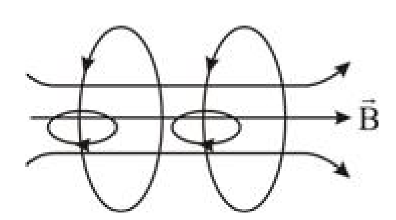


Рис. 2.12

Из параллельности вектора $\vec{B}$ оси соленоида вытекает, что *поле как внутри, так и вне соленоида должно быть однородным*.

Возьмём воображаемый прямоугольный контур 1–2–3–4–1 и разместим его в соленоиде, как показано на рисунке 2.13.

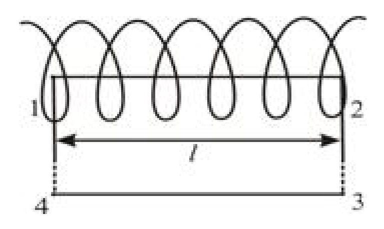


Рис. 2.13

$$\oint_L B_l \mathrm{d}l = \int_1^2 B_l \mathrm{d}l + \int_2^3 B_l \mathrm{d}l + \int_3^4 B_l \mathrm{d}l + \int_4^1 B_l \mathrm{d}l.$$

Второй и четвёртый интегралы равны нулю, т.к. вектор $\vec{B}$ перпендикулярен направлению обхода, т.е $B_l = 0$.

Возьмём участок 3–4 – на большом расстоянии от соленоида, где поле стремится к нулю; и пренебрежём третьим интегралом, тогда

$$\oint B_l \mathrm{d}l = \int_1^2 B_l \mathrm{d}l = \mu\mu_0 \sum I_i ,$$

где $B_l = B$ – магнитная индукция на участке 1–2 – внутри соленоида, μ – магнитная проницаемость вещества.

Если отрезок 1–2 внутри соленоида, контур охватывает ток:

$$nlI = \sum I_i ,$$

где n – число витков на единицу длины, I – ток в соленоиде (в проводнике).

Тогда магнитная индукция ***внутри соленоида***:

$$B = \mu\mu_0 nI. \quad (2.7.1)$$

Вне соленоида:

$$\sum I_i = 0 \text{ и } \oint B_l \mathrm{d}l = Bl = 0 \text{, т.е. } B = 0 .$$

Бесконечно длинный соленоид аналогичен плоскому конденсатору – и тут, и там поле однородно и сосредоточено внутри.

Произведение nI – называется *число ампер витков на метр*.

У конца полубесконечного соленоида, на его оси магнитная индукция равна:

$$B = \frac{1}{2}\mu\mu_0 nI. \quad (2.7.2)$$

Практически, если длина соленоида много больше, чем его диаметр, формула (2.7.1) справедлива для точек вблизи середины, формула (2.7.2) для точек около конца.

Если же катушка короткая, что обычно и бывает на практике, то *магнитная индукция в любой точке A*, *лежащей на оси соленоида*, *направлена вдоль оси (по правилу буравчика) и численно равна алгебраической сумме индукций магнитных полей создаваемых в точке A всеми витками.* В этом случае имеем:

· В точке, лежащей на середине оси соленоида магнитное поле будет максимальным:

$$B_{max} = \mu_0 \mu n I \frac{L}{\sqrt{4R^2 + L^2}}, \qquad (2.7.3)$$

где L – длина соленоида, R – радиус витков.

· В произвольной точке конечного соленоида (рис. 2.14) магнитную индукцию можно найти по формуле

$$B = \frac{1}{2}\mu_0 \mu n I(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2), \qquad (2.7.4)$$

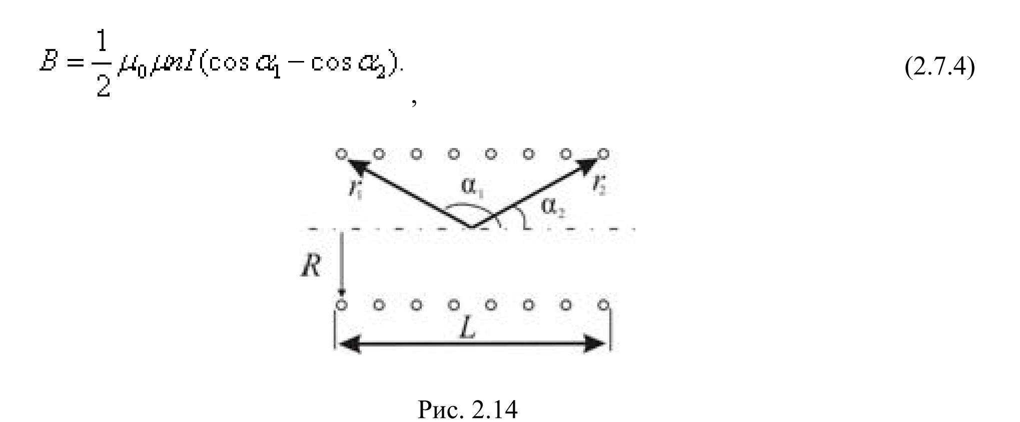


Рис. 2.14

На рисунке 2.15 изображены силовые линии магнитного поля $\vec{B}$: а) металлического стержня; б) соленоида; в) железные опилки, рассыпанные на листе бумаги, помещенной над магнитом, стремятся вытянуться вдоль силовых линий; г) магнитные полюсы соленоида.

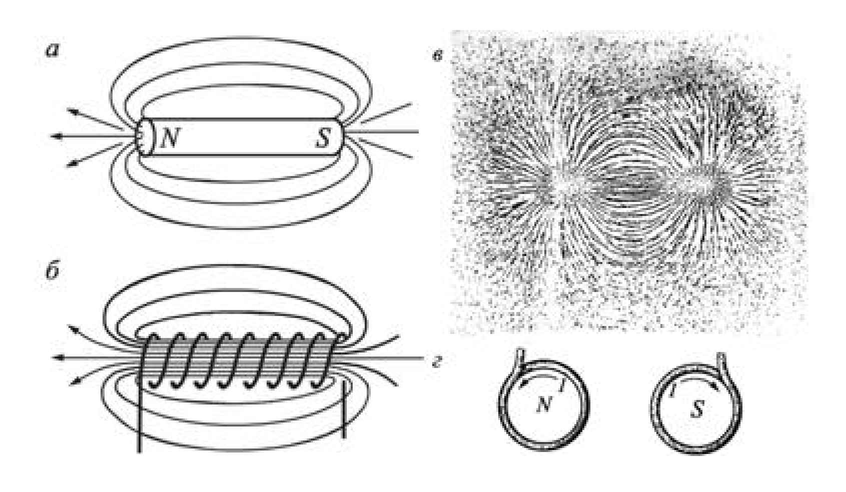


Рис. 2.15

24. Тороид представляет собой тонкий провод, плотно (виток к витку) намотанный на каркас в форме тора (рис. 2.16).

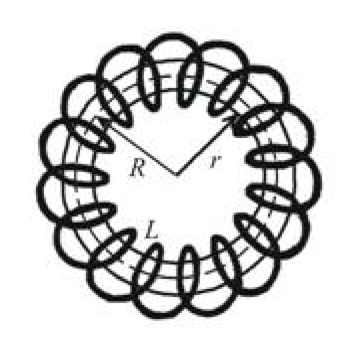


Рис. 2.16

Возьмём контур L в виде окружности радиуса r, центр которого совпадает с центром тора радиуса R.

В силу симметрии, вектор $\vec{B}$ в каждом токе направлен по касательной к контуру.

Следовательно,

$$\oint_L B_l \mathrm{d}l = B2\pi r = Bl, \qquad (2.8.1)$$

где $l = 2\pi r$ – длина контура.

Если контур проходит внутри тороида, он охватывает ток $2\pi RnI$ (n – число витков на единицу длины).

Тогда, в соответствии с *теоремой о циркуляции вектора* $\vec{B}$, можно записать:

$$B2\pi r = 2\pi RnI\mu\mu_0.$$

Отсюда следует:

$$B = \mu\mu_0 nI\frac{R}{r}, \qquad (2.8.2)$$

Контур вне тороида токов не охватывает, поэтому $B = 0$.

Для тороида, где радиус тора намного больше радиуса витка, отношение $R/r \approx 1$, тогда магнитное поле B можно рассчитать по формуле (2.7.1):

$$B = \mu\mu_0 nI.$$

В тороиде магнитное поле однородно только величине, т.е. по модулю, но направление его в каждой точке различно.

25. При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов – ***макротоки и микротоки.***

Макротоками называются токи проводимости и конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел.

Микротоками (молекулярными токами) называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах.

Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками и внутреннего, или собственного, магнитного поля, создаваемого микротоками.

Характеризует магнитное поле в веществе вектор $\vec{B}$, равный геометрической сумме $\vec{B}_{внеш}$ и $\vec{B}_{внутр}$ магнитных полей:

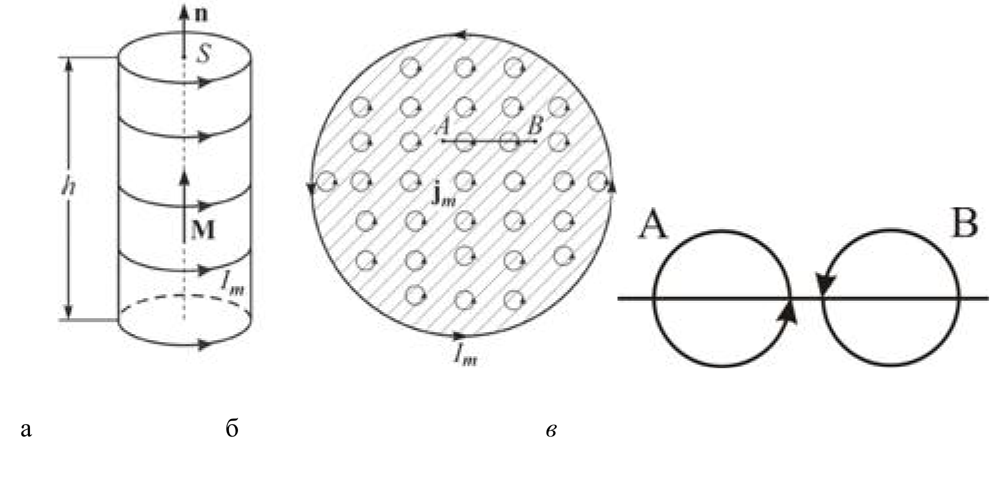
$$\vec{B} = \vec{B}_{внеш} + \vec{B}_{внутр}, \qquad (6.3.1)$$

Количественной характеристикой намагниченного состояния вещества служит векторная величина – ***намагниченность*** $\vec{J}$, равная отношению магнитного момента малого объема вещества к величине этого объема:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n}\vec{P}_{m\,i}, \qquad (6.3.2)$$

где $\vec{P}_{m\,i}$ – магнитный момент i-го атома из числа n атомов, в объеме ΔV.

Для того чтобы связать вектор намагниченности среды $\vec{J}$ с током $I_{микро}$, рассмотрим равномерно намагниченный параллельно оси цилиндрический стержень длиной h и поперечным сечением S (рис. 6.3, а). Равномерная намагниченность означает, что плотность атомных циркулирующих токов внутри материала $I_{микро}$ повсюду постоянна.



а б *в*

Рис. 6.3

Каждый атомный ток в плоскости сечения стержня, перпендикулярной его оси, представляет микроскопический кружок, причем все микротоки текут в одном направлении – против часовой стрелки (рис. 6.3, б). В местах соприкосновения отдельных атомов и молекул (A, B) молекулярные токи противоположно направлены и компенсируют друг друга (рис.6.3, *в*). Нескомпенсированными остаются лишь токи, текущие вблизи поверхности материала, создавая на поверхности материала некоторый микроток $I_{микро}$, возбуждающий во внешнем пространстве магнитное поле, равное полю, созданному всеми молекулярными токами.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме можно обобщить на случай магнитного поля в веществе:

$$\oint_L \vec{B}\,d\vec{l} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}), \quad (6.3.3)$$

где $I_{\text{микро}}$ и $I_{\text{макро}}$ – алгебраическая сумма макро- и микротоков сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур L.

Как видно из рисунка 6.4, вклад в $I_{\text{микро}}$ дают только те молекулярные токи, которые нанизаны на замкнутый контур L.

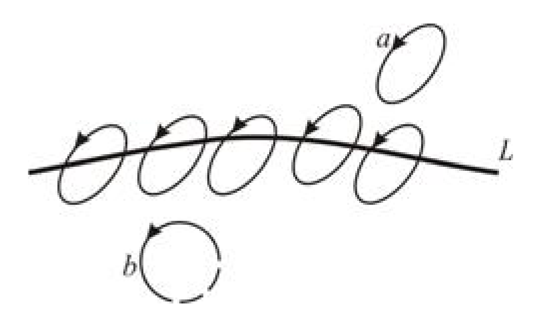


Рис. 6.4

Алгебраическая сумма сил микротоков связана с циркуляцией вектора намагниченности соотношением

$$I_{\text{микро}} = \oint_L \vec{J}\,d\vec{l}, \quad (6.3.4)$$

тогда закон полного тока можно записать в виде

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I_{\text{макро}}. \quad (6.3.5)$$

Вектор

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

называется ***напряженностью магнитного поля***.

Таким образом, ***закон полного тока*** для магнитного поля в веществе утверждает, что ***циркуляция вектора напряженности*** магнитного поля $\vec{H}$ вдоль произвольного замкнутого контура L равна алгебраической сумме макротоков сквозь поверхность, натянутую на этот контур:

$$\oint_L \vec{H}\,dl = I_{\text{макро}}. \quad (6.3.6)$$

Выражение (6.3.6) – это закон полного тока в интегральной форме. В дифференциальной форме его можно записать:

$$\text{rot}\,\vec{H} = \vec{J}_{\text{макро}}. \quad (6.3.7)$$

Намагниченность изотропной среды с напряженностью $\vec{H}$ связаны соотношением:

$$\vec{J} = \varkappa\vec{H},\qquad (6.3.8)$$

где $\varkappa$ – коэффициент пропорциональности, характеризующий магнитные свойства вещества и называемый ***магнитной восприимчивостью среды***. Он связан с магнитной проницаемостью соотношением $\mu = 1 + \varkappa$.

26. магнитное поле – это одна из форм проявления электромагнитного поля, особенностью которого является то, что это поле действует только на движущиеся частицы и тела, обладающие электрическим зарядом, а также на намагниченные тела.

Магнитное поле создается проводниками с током, движущимися электрическими заряженными частицами и телами, а также переменными электрическими полями.

Силовой характеристикой магнитного поля служит вектор магнитной индукции $\vec{B}$ поля созданного одним зарядом в вакууме:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q[\vec{\upsilon}, \vec{r}]}{r^3}.$$

Еще одной характеристикой магнитного поля является напряженность.

Напряженностью магнитного поля называют векторную величину $\vec{H}$, характеризующую магнитное поле и определяемую следующим образом:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0},\qquad (1.4.1)$$

Напряженность магнитного поля заряда q, движущегося в вакууме равна:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi}\frac{q[\vec{\upsilon}, \vec{r}]}{r^3},\qquad (1.4.2)$$

Это выражение показывает **закон Био–Савара–Лапласа для** $\vec{H}$.

Напряженность магнитного поля $\vec{H}$ является, как бы, аналогом вектора электрического смещения $\vec{D}$ в электростатике.

27. Возьмем контур *l* (рис. 2.8), охватывающий прямой ток *I*, и вычислим для него циркуляцию вектора магнитной индукции $\vec{B}$, т.е. $\oint \vec{B}_l d\vec{l}$.

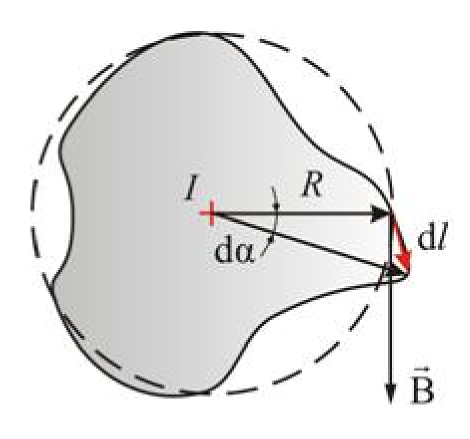


Рис. 2.8

Вначале рассмотрим случай, когда контур лежит в плоскости перпендикулярно потоку (ток I направлен за чертеж). В каждой точке контура вектор $\vec{B}$ направлен по касательной к окружности, проходящей через эту точку (линии $\vec{B}$ прямого тока – окружности).

Воспользуемся свойствами скалярного произведения векторов.

$B_l \mathrm{d}l = B \mathrm{d}l_B,$ где $\mathrm{d}l_B$ – проекция dl на вектор $\vec{B}$, но $\mathrm{d}l_B = R\mathrm{d}\alpha$, где R – расстояние от прямой тока I до dl.

$$B_l \mathrm{d}l = B \mathrm{d}l_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} R\mathrm{d}\alpha = \frac{\mu_0 I \mathrm{d}\alpha}{2\pi}.$$

Отсюда

$$\oint B_l \,\mathrm{d}l = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\alpha = \mu_0 I, \qquad (2.6.1)$$

это ***теорема о циркуляции вектора*** $\vec{B}$: *циркуляция вектора магнитной индукции равна току, охваченному контуром, умноженному на магнитную постоянную*.

Иначе обстоит дело, если ток не охватывается контуром (рис. 2.9).

При обходе радиальная прямая поворачивается сначала в одном направлении (1–2), а потом в другом (2–1). Поэтому $\oint \mathrm{d}\alpha = 0$, и следовательно

$$\oint \vec{B}\mathrm{d}\vec{l} = 0, \qquad (2.6.2)$$

Рис. 2.9

Итак, $\int_L B_l \mathrm{d}l = \mu_0 I$, где I – ток, охваченный контуром L.

Эта формула справедлива и для тока произвольной формы, и для контура произвольной формы.

Если контур охватывает несколько токов, то

$$\oint B_l \mathrm{d}l = \mu\mu_0 \sum I_i, \tag{2.6.3}$$,

т.е. ***циркуляция вектора*** $\vec{B}$ ***равна алгебраической сумме токов, охваченных контуром произвольной формы***.

Теорема о циркуляции вектора индукции магнитного поля $\oint \vec{B}, \mathrm{d}\vec{l} = \mu_0 I$ позволяет легко рассчитать величину B от бесконечного проводника с током (рис. 2.10): $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$.

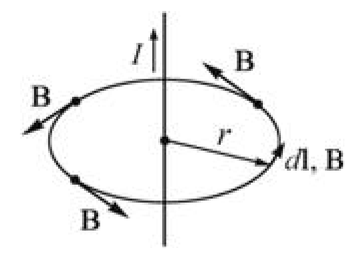


Рис. 2.10

Итак, циркуляция вектора магнитной индукции $\vec{B}$ отлична от нуля, если контур охватывает ток (сравните с циркуляцией вектора $\vec{E}$: $\oint E_l \mathrm{d}l = 0$).

Такие поля, называются **вихревыми** или **соленоидальными**.

Магнитному полю нельзя приписывать потенциал, как электрическому полю. Этот потенциал не был бы однозначным: после каждого обхода по контуру он получал бы приращение $\mu_0 I$.

Линии напряженности *электрического поляX/i> начинаются и заканчиваются на зарядах. А магнитных зарядов в природе нет. Опыт показывает, что линии* $\vec{B}$ *всегда замкнуты (см. рис. 1.2. и 1.7). Поэтому теорема Гаусса для вектора магнитной индукции* $\vec{B}$ *записывается так:*

$$\oint_S \vec{B} \mathrm{d}\vec{S} = 0$$.

28. Циркуляция магнитного поля постоянных токов по всякому замкнутому контуру пропорциональна сумме сил токов, пронизывающих контур циркуляции.

29. Установим связь для векторов **B** и **H** на границе раздела двух однородных магнетиков (магнитные проницаемости m_1 и m_2) *при отсутствии на границе тока проводимости.*

Построим вблизи границы раздела магнетиков *1* и *2* прямой цилиндр ничтожно малой высоты, одно основание которого находится в первом магнетике, другое — во втором (рис. 190). Основания DS настолько малы, что в пределах каждого из них вектор **B** одинаков. Согласно теореме Гаусса (120.3),

$$B_{n2}\Delta S - B_{n1}\Delta S = 0$$

(нормали **n** и **n'** к основаниям цилиндра направлены противоположно). Поэтому

$$B_{n1} = B_{n2}.$$

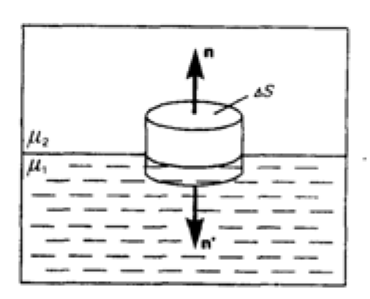


Рис. 190

- Объясните физический смысл циркуляции по произвольному замкнутому контуру векторов: 1) **B**; 2) **H**; 3) **J**.
- Выведите и прокомментируйте условия для векторов **B** и **H** на границе раздела двух магнетиков.

Заменив, согласно **B** = m_0m**H**, проекции вектора **B** проекциями вектора **H**, умноженными на m_0m, получим

$$\frac{H_{n1}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Вблизи границы раздела двух магнетиков *1* и *2* построим небольшой замкнутый прямоугольный контур *ABCDA* длиной *l*, ориентировав его так, как показано на рис.191. Согласно теореме (133.10) о циркуляции вектора **H**,

$$\oint_{ABCDA} \mathbf{H}\,d\mathbf{l} = 0$$

(токов проводимости на границе раздела нет), откуда

$$H_{\tau 2} l - H_{\tau 1} l = 0$$

(знаки интегралов по *AB* и *CD* разные, так как пути интегрирования противоположны, а интегралы по участкам *BC* и *DA* ничтожно малы). Поэтому

$$H_{\tau 1} = H_{\tau 2}.$$

Заменив, согласно **B**=m_0m**H**, проекции вектора **H** проекциями вектора **B**, деленными на m_0m, получим

$$\frac{B_{\tau 1}}{B_{\tau 2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Таким образом, при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора **B** (B_n) и тангенциальная составляющая вектора **H** (H_t) изменяются непрерывно (не претерпевают скачка), а тангенциальная составляющая вектора **B** (B_t) и нормальная составляющая вектора **H** (H_n) претерпевают скачок.

Из полученных условий (134.1)—(134.4) для составляющих векторов **B** и **H** следует, что линии этих векторов испытывают излом (преломляются). Как и в случае диэлектриков, можно найти закон преломления линий **B** (а значит, и линий **H**):

$$\operatorname{tg}\alpha_2/\operatorname{tg}\alpha_1=\mu_2/\mu_1.$$

Из этой формулы следует, что, входя в магнетик с большей магнитной проницаемостью, линии **B** и **H** удаляются от нормали.